

## ПОРОГ ВОЗБУЖДЕНИЯ ПОПЕРЕЧНЫХ УПРУГИХ ВОЛН ПОД ДЕЙСТВИЕМ ЛУЧА ЛАЗЕРА

*А.Л.Полякова*

При распространении в твердом теле световой волны большой интенсивности, создаваемой лазером, происходит взаимодействие световых и упругих волн, которое при определенных условиях может приводить к нарастанию как продольной, так и поперечной упругих волн. Такое одновременное возбуждение продольных и поперечных волн наблюдалось в [1] по вынужденному рассеянию Манделштама – Бриллюэна.

Рассмотрим случай, когда световая волна с частотой  $\omega_0$ , волновым вектором  $k_0$  и амплитудой электрического поля  $E_0$  рассеивается на продольной и поперечной волне одновременно. Для определенности рассмотрим рассеяние назад. Тогда волновые вектора обеих упругих волн равны  $q = 2k_0$  (условие Брэгга), но частоты их будут различными. В случае изотропного тела возможны две волны с частотами  $\Omega_e = qv_e$  и  $\Omega_t = qv_t$ , где  $v_e$  и  $v_t$  – скорости распространения продольной и поперечной упругих волн соответственно. Полная система уравнений, описывающих взаимодействие упругих волн с электрическим полем световой волны, состоит из уравнений Максвелла и уравнений движения упругой

среды с учетом электрострикции [2,3]. Условия синхронизма для двух отраженных световых волн с частотами  $\omega_1$  и  $\omega_2$  и волновыми векторами  $k_1$  и  $k_2$ , которые распространяются в направлении, противоположном падающей световой и звуковым волнам, имеют вид

$$\begin{aligned} \omega_1 &= \omega_0 - \Omega_e, & \omega_2 &= \omega_0 - \Omega_f, \\ k_1 &= q - k_0, & k_2 &= q - k_0 + \Delta k, \end{aligned} \quad (1)$$

где  $\Delta k = qn[(v_e - v_f)/c]$  ( $c$  — скорость света в пустоте,  $n$  — показатель преломления),  $\Delta k$  является малой величиной по сравнению с  $q$  ( $\Delta k \sim 10^{-5} q$ ).

Считая выполненными условия (1) и считая в первом приближении амплитуду поля накачки  $E_0$  постоянной, а амплитуды отраженных световых волн и упругих волн медленно меняющимися с расстоянием, можно получить условия, при которых упругие волны нарастают с расстоянием. Считая падающую волну линейно поляризованной, получим, что порог возбуждения продольной и поперечной волн в изотропной среде определяется, соответственно, соотношениями

$$|E_0|_e^2 > \frac{2\pi(K + (4/3)\mu)\epsilon_0 a_e^2}{qk_1 a_2 (\epsilon_0 + a_2)}, \quad (2)$$

$$|E_0|_f^2 > \frac{8\pi\mu\epsilon_0 a_f^2}{qk_2 a_1 (2\epsilon_0 - a_1)}. \quad (3)$$

Здесь  $a_e$  и  $a_f$  — коэффициенты поглощения продольных и поперечных волн,  $K$  и  $\mu$  — модули всестороннего сжатия и сдвига, величины  $a_1$  и  $a_2$  — фотоупругие константы для изотропного тела.

Для кварца в случае, когда падающая световая волна, поляризованная по оси  $X$  распространяется по оси  $Z$ , порог для продольной волны равен

$$|E_0|_e^2 > \frac{8\pi c_{33}\epsilon_0 a_e^2}{qk_1 a_{13} (\epsilon_0 + a_{13})}, \quad (4)$$

для поперечной волны, поляризованной по оси  $X$ , имеем

$$|E_0|_f^2 > \frac{4\pi c_{44}\epsilon_0 a_f^2}{qk_2 [2(a_{44} - \epsilon_0) a_{44} - 2a_{14}^2]}, \quad (5)$$

а для поперечной волны, поляризованной по оси  $Y$ , —

$$|E_0|_{t_2}^2 > \frac{4\pi c_{44}\epsilon_0 a_{t_2}^2}{q k_2 a_{14}}. \quad (6)$$

Здесь  $c_{33}$  и  $c_{44}$  — компоненты тензора упругих констант,  $a_{14}$ ,  $a_{13}$  и  $a_{44}$  — компоненты тензора фотоупругих констант,  $\epsilon_0$  — диэлектрическая проницаемость невозмущенного кристалла.

Для оценки пороговой интенсивности в кварце будем считать, что коэффициенты поглощения  $\alpha_e$  и  $\alpha_s$  близки друг к другу по порядку величины. Это не противоречит экспериментальным данным для гиперзвуковых волн [4]. Тогда оценка показывает, что пороговая интенсивность для поперечной волны, поляризованной в том же направлении, что и падающая световая волна, является величиной такого же порядка как пороговая интенсивность для продольной волны. Пороговая интенсивность для поперечной волны, поляризованной в перпендикулярном направлении приблизительно на порядок больше. Таким образом, наблюдаемое в [1] одновременное возбуждение продольных и поперечных упругих волн может быть объяснено.

Вместе с тем следует отметить, что инкремент нарастания продольной волны обычно больше чем инкремент поперечной волны и следовательно продольная волна будет легче возбуждаться. Для возбуждения поперечной волны нужно, чтобы интенсивность падающего света намного превышала пороговую.

В заключение выражаю благодарность И.Л.Фабелинскому за полезные дискуссии.

Акустический институт

Поступило в редакцию  
7 июня 1967 г.

#### Литература

- [1] С.В.Кривохижа, Д.И.Маш, В.В.Морозов, В.С.Старунов, И.Л.Фабелинский. Письма ЖЭТФ, 3, 378, 1966.
- [2] N.M.Kroll. J. Appl. Phys., 36, 34, 1965.
- [3] C.F.Quate, C.D.W.Wilkinson, D.K.Winslow. Proc. IEEE, 53, 1604, 1965.
- [4] Е.М.Ганапольский, А.Н.Чернец, ЖЭТФ, 51, 383, 1966.